



TITLE:

6. 単結晶CoS₂の磁気共鳴とスピン拡散(北海道大学理学部物理学教室,修士論文アブストラクト(1980年度))

AUTHOR(S):

関口, 正

CITATION:

関口, 正. 6. 単結晶CoS₂の磁気共鳴とスピン拡散(北海道大学理学部物理学教室,修士論文アブストラクト(1980年度)). 物性研究 1981, 36(2): 82-85

ISSUE DATE:

1981-05-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/90259>

RIGHT:

に理解することは難しい。これらの多様な性質はスピングラスの緩和機構に原因があると思われる。本研究はこのことに注目し、金属的性質を示す $(\text{Ti}_{0.9}\text{V}_{0.1})_2\text{O}_3$ 化合物の動的帯磁率の測定を行った。 $(\text{Ti}_{0.9}\text{V}_{0.1})_2\text{O}_3$ 化合物の動的帯磁率 $\text{Im}\chi_0(\omega)$ （線型帯磁率の虚成分）の測定により次の事柄が明らかとなった。

- (1) T_g は $\text{Im}\chi_0(\omega)$ の変曲点になっていて、 T_g に向って $\text{Im}\chi_0(\omega)$ が急速に立ち上がっていく slowing down 現象がみられたが T_g では発散せず連続的に変化している。
- (2) $\text{Im}\chi_0(\omega)/\omega$ の値は $T \lesssim T_g$ で $\omega \rightarrow 0$ の時発散的振舞を示す。このことは $T < T_g$ で磁化の緩和時間 τ が非常に長くなる ($\tau \rightarrow \infty$) ことを示している。
- (3) $\text{Im}\chi_0(\omega)$, $\text{Re}\chi_0(\omega)$ の周波数依存性から T_g 付近より低温側では単一の緩和時間を持つ様な Debye 型の緩和機構で表わせない。緩和時間に分布を取り入れる必要がある。
- (4) $\text{Im}\chi_0(\omega)$ は交流磁場の振幅 h_0 に強く依存するが、 $h_0 \lesssim 6\text{Oe}$ では $\text{Im}\chi_0(\omega)$ は h_0 に依存しなくなる。

以上のような緩和時間の slowing down 現象をスピングラスの動的帯磁率に於いて観測したのは本研究が始めてであり、単なるクラスター凍結モデルでは $(\text{Ti}_{0.9}\text{V}_{0.1})_2\text{O}_3$ のスピングラス凍結の動的性質を説明できないことが明らかとなった。

6. 単結晶 CoS_2 の磁気共鳴とスピン拡散

関 口 正

§ 1. 序 論

パイライト型化合物 CoS_2 ($T_c \sim 122\text{K}$) は狭い $d(e_g)$ バンドをもつ遍歴電子強磁性体として知られている。 Co^{2+} の $3d$ 軌道は立方対称の強い結晶場によって d_ϵ と d_γ に分裂し、 $d_\epsilon^6 d_\gamma^1$ の低スピン状態にある。 e_g 軌道にある 1 個の電子が磁性と電気伝導に寄与している。

CoS_2 単結晶の磁気共鳴の測定としては Manabe¹⁾ のものがある。Manabe は Co 3N , S3N の純度の試料を用いて強磁性共鳴、常磁性共鳴を観測した。強磁性領域では得られた線形を Ament-Rado²⁾ の現象論によって解析しようとした。結果は線形の非対称性を説明できなかった。また、純度の低い試料を用いたため、不純物による線幅をも観測している可能性があった。そこで我々は以下のことを研究の目的とした。

- (1) 高純度試料について測定を行ない、線形を実験的に確立する。あわせて純度の低い試料についても測定を行ない、固有の線形の推定に用いる。
- (2) 広い温度範囲で線形の周波数依存性を観測する。

- (3) 線形を説明できる現象論をさがす。
- (4) e_g バンドの電子のふるまいと線形の間の対応関係をさがす。

§ 2. 実験方法

試料は Co 4N, S 4N および Co 4N, S 3N の二種類の純度をもつ単結晶を用いた。試料は結晶に出ている面を利用して, (111), (100) 面をもつ円板に加工してから測定に用いた。測定は X バンド (9.1 GHz) と K バンド (25.0 GHz) の二つの周波数帯で行ない, 温度は 4.2 K から 140 K までの範囲で変化させた。主に線形の温度変化を中心に測定し, あわせて 4.2 K 77 K で線形の異方性も測定した。

§ 3. 実験結果

- (i) 共鳴スペクトル……高純度試料になった

ことにより, 線幅は狭くなり, 線形の対称性が低下した。主吸収の低磁場側 (~ 20 K 以上) と高磁場側 (~ 115 K 以上) に二つの副次的モードが観測された。(Fig. 1)

- (ii) 異方性……線形に異方性は観測されなかつた。

共鳴磁場の角度変化より求めた異方性定数は $K_1 = -0.2 \times 10^4$ erg/cc (at 77 K) であり $K_1 = -2.7 \times 10^4$ erg/cc (at 4.2 K) であり, $K_2 \simeq 0$ (4.2 K, 77 K) であった。(100) (111) 面試料の共鳴磁場から求めた K_1 は全温度領域で静的トルク測定による値と一致していた。

- (iii) 線幅……高純度試料の線幅 ΔH は強磁性領域では, 30 K 以下の低温を除いてほぼ一定値 ($\Delta H \sim 100$ Oe) をとった (X バンド)。ここでの線幅は不純物の効果を考えると固有なものとして推定される。不純物の効果は T_c 以下でみられ, 低温で線幅を広げる。

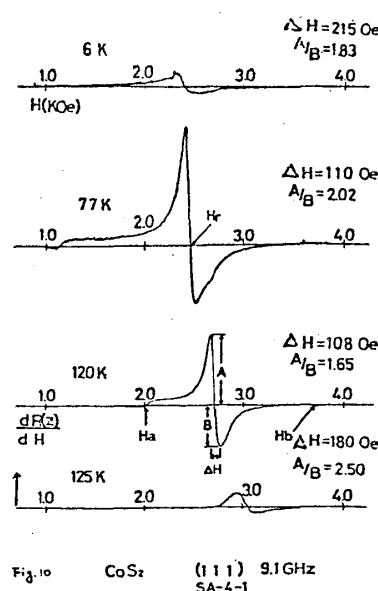


Fig. 10 CoS₂ (111) 9.1 GHz SA-4-1

Fig. 1 X バンド共鳴スペクトル

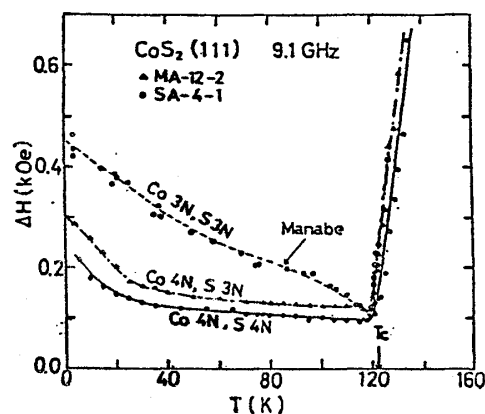


Fig. 2 線幅 ΔH の温度変化 (X バンド)

常磁性の領域では不純物の効果はみられなかった。(Fig. 2)

線幅の周波数依存性については、強磁性領域で線幅がほぼ一定となる領域では $\Delta H \propto \sqrt{\omega}$ がみられた。(Fig. 3)

また T_c 近傍では $\Delta H \propto \omega$, 常磁性の領域では 127 K 以上で $\Delta H \propto \sqrt{\omega}$ が見られた。(Fig. 4)

$\Delta H \propto \sqrt{\omega}$ は純度の低い試料についても観測され、著しい特徴と思われる。

§ 4. 解 析

強磁性領域では、固有の線幅を示すと推定される領域で、Ament-Rado の理論に e_g 電子の遍歴性を反映するものとして、スピン拡散項を導入して解析した。具体的には磁化の運動方程式を

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \gamma \mathbf{M} \times [\mathbf{H} + (2A/M_s^2) \nabla^2 \mathbf{M} - (\lambda/\gamma M_s^2) \mathbf{M} \times \mathbf{H}] + D \nabla^2 \mathbf{M}$$

$\gamma = ge/2mc$, M_s : 飽和磁化,

A : exchange stiffness

λ : Landau-Lifshitz damping frequency

D : 拡散係数

として Ament-Rado と同様にして、試料表面で磁化が自由であるという境界条件の下に、表面インピーダンスを求めた。結果は線形の非対称性を説明することができなかったので線幅のみで解析した。

常磁性領域では Dyson³⁾ の理論で線形を解

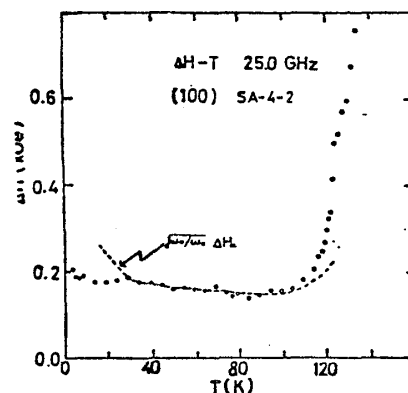


Fig. 3 線幅 ΔH の温度変化 (Kバンド)

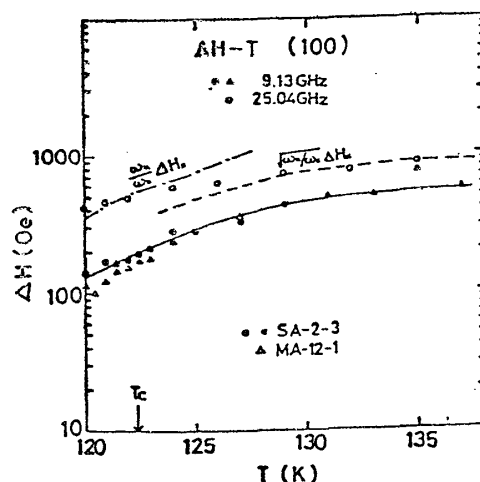


Fig. 4 線幅 ΔH の温度変化 (X, Kバンド)
120 K 以上

Table. 1 D の計算値と実験値の比較
 D_0 は電子自身の拡散係数

$T(K)$	$D_0(\text{cm}^2/\text{sec})$	$D_{\text{cal}}(\text{cm}^2/\text{sec})$	$D_{\text{exp}}(\text{cm}^2/\text{sec})$
35	12	0.43	1.9
77	3.4	1.25	3.7
110	2.1	1.52	9.3

析した。スピン緩和時間 T_2 は $1/T_2 \propto T^7$, $1/T_2 \propto \exp(-\frac{J}{kT})$ のいずれでも記述可能であった。

§ 5. 議 論

D の値は計算で求められ、⁴⁾ 線幅の解析より求めた D は計算値の数倍の値を示すが、定性的温度変化とオーダーは一致している。(table. 1) スピン拡散導入による改善点は、

- (i) すべてのパラメーターに周波数依存性を導入しないですんだこと。
- (ii) 低磁場側のモードの位置をより実験値に近づけられたこと。

である。CoS₂ の場合、スピン拡散による緩和の導入は正しい方向を示しているように思われる。

- (ref) 1) K. Manabe, (1979) 修士論文.
 2) Ament-Rado, Phys. Rev. 97 (1955) 1558.
 3) F.J. Dyson, Phys. Rev. 98 (1955) 349.
 4) L.L. Hirst, Phys. Rev. 141 (1966) 503.

7. 核磁気共鳴に依る強誘電体相転移の研究

中 村 力

強誘電体相転移の研究には、分極や誘電率を求める電気的測定をはじめとし、多様な手段が用いられている。これらのなかで NMR は結晶の静的な構造や動的な振舞いの変化を、原子核をプローブとして観測しているために、非常に微視的なレベルの情報を得られるという特徴がある。例えば動的な振舞いの変化については、スピン-格子緩和時間: T_1 を測定することにより有益な情報を得られる場合が多い。これについては MASD [CH₃NH₃Al(SO₄)₂·12H₂O] に於ける ¹H 核の T_1 を測定し、その温度依存性が相転移点: T_c の近くで整列-不整列型強誘電体に特有の対数発散 ($T_1^{-1} \propto \ln(T-T_0)$, T_0 : 常誘電的 Curie 温度) となることを見出した¹⁾。又、静的な構造の変化については、核の共鳴周波数のズレを測定することにより、個々の核の位置に於ける対称性等についての知見を得ることができる。今回は、この観点から Incommensurate な構造をとる中間相をもつ Rb₂ZnCl₄ について行なった ⁸⁷Rb 核の NMR について報告する²⁾。

§ 1. 序 論

Rb₂ZnCl₄ は高温相で結晶構造 D_{2h}¹⁶-Pmcn をとり、302K, 193K でそれぞれ Normal-Incommensurate-Commensurate (N-INC-C) 相転移を起こし C 相では強誘電体となることが知られている^{3,4)} (Table I) INC 相とは基本構造(この場合 N 相)が INC な波数ベクトルを持